

Breitenverhältnis und Querschnittsform von radial beaufschlagten Schaufelrädern mit kleiner radialer Erstreckung der Schaufeln

Kretschmer, Rudolf

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 5, 1953,
S. 85-102



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Breitenverhältnis und Querschnittsform von radial beaufschlagten Schaufelrädern mit kleiner radialer Erstreckung der Schaufeln

Von **Rudolf Kretschmer**, Hamburg

Mit 13 Abbildungen

Vorgelegt von Herrn **C. Pfeleiderer**

Summary: The previously described investigations by Fr. Gräger on pseudo-axial pumps showed incidentally, that the rate of the axial width b and the radial extension $\Delta r = r_2 - r_1$ of the pseudo-axial vanes must not exceed a certain value unless the efficiency is to sink unallowably. The following report is to contribute to the further information on these influences.

Einleitung

Die Untersuchung des Einflusses der Radform erschien um so wichtiger, als vielfach die Auffassung zu bestehen scheint, es könnte die axiale Schaufelbreite beliebig vergrößert und damit die Schluckfähigkeit dieser Pseudo-Axialschaufeln beliebig gesteigert werden. Auf diese Weise sind Laufrad-

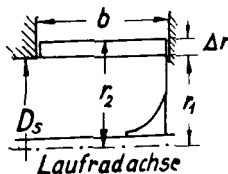


Abb. 1. Rad mit zu großer Breite b im Vergleich zu Δr und deshalb sehr schlechtem Wirkungsgrad ($b/\Delta r = 7,5$)

formen nach Abb. 1 mit $b/\Delta r = 7,5$ bei $r_2/r_1 = 1,19$ entstanden [4], deren Untersuchung verheerend schlechte Wirkungsgrade von maximal 45 % ergibt. Dabei hat offenbar die vor dem Laufkranz eintretende scharfe Umlenkung der Meridianströmung mitgewirkt. Diese Umlenkung war bei den Grägerschen Versuchen weitgehend dadurch ausgeschaltet, daß ein als Gleichrichter wirkendes Eintrittsleitrad vor den Laufkranz gelegt wurde.

1. Versuchseinrichtung

a) *Laufrad.* Für alle Versuche wird das gleiche Radienverhältnis, und zwar $r_2/r_1 = 1,125$ (wie bei Gräger) verwendet. Die Laufradbreite ist zwischen den Werten $b/\Delta r = 1$ und 3 einstellbar. Trotz der ungünstigen Erfahrungen von Gräger werden die Laufräder parallelwandig (also $b_1 = b_2$) ausgeführt, da auf diese Weise das Querschnittsverhältnis am Aus- und Eintritt des Lauf-

rades bei der Variation von b konstant gehalten werden kann. Vorgesehen sind folgende drei Schaufelgitter (vgl. Abb. 2):

Lauftrad	I	II	III
Eintrittswinkel β_1	28°	28°	28°
Austrittswinkel β_2	60°	90°	120°
Schaufelzahl z	60	72	80

Die einzelne Schaufel ist nach einem Kreisbogen ausgebildet.

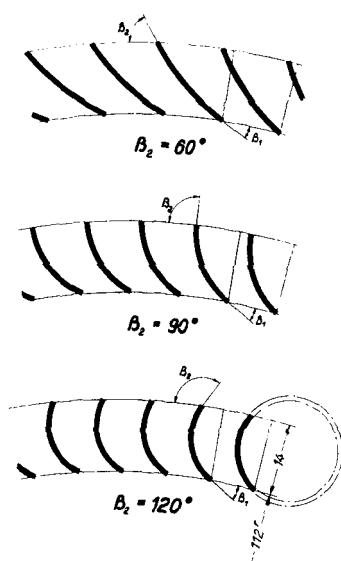


Abb. 2. Die drei von Kretschmer untersuchten Schaufelformen

Um jede beliebige Breite (innerhalb der gewählten Grenzen) einstellen zu können, wird das Deckband a verschiebbar gemacht, indem es mit Schlitzten von der Form des Schaufelprofils versehen wird (Abb. 3 und 4). Der ausgeschaltete Teil der Schaufeln ist verkleidet, und zwar derart, daß die für die Radreibung maßgebende Fläche unabhängig von der eingestellten Lauftradbreite immer dieselbe bleibt. Durch die Wahl der Kreisbogenform ist die Herstellung der Schaufel auf der Drehbank möglich, so daß die Einhaltung der gewünschten geometrischen Form gewährleistet ist. Die richtige Lage der Schaufel im Lauftrad ist durch den angearbeiteten Fuß sichergestellt. Die Ein- und Austrittskanten bleiben stumpf, weil in der Praxis die Schaufeln gestanzt und ohne weitere Nacharbeit eingebaut werden.

Um den Einfluß des Breitenverhältnisses möglichst klar zu erfassen, wird auf das bei ausgeführten Gebläsen meistens angewandte Spiralgehäuse, wie es auch Gräger verwendet hat, verzichtet, weil das Spiralgehäuse die Achsensymmetrie der Strömung stört. Deshalb wird als Leitvorrichtung des Austritts der parallelwandige Leitring, also die Abströmung auf dem ganzen Umfang gewählt. Damit entfällt aber die Möglichkeit, die Geschwindigkeit am Austritt des Gebläses in üblicher Weise als Quotient aus Förderstrom und Rohrquerschnitt zu bestimmen. Deshalb wird die Geschwindigkeitshöhe hinter dem Lauftrad mittels Staurohr p gemessen (s. Abschnitt 2), wodurch gleichzeitig ein Einblick in den Strömungsmechanismus des Lauftrades gewonnen wird.

Ein weiterer wesentlicher Unterschied gegenüber der Versuchsanordnung von Gräger besteht darin, daß auf ein verstellbares Eintrittsleitrad verzichtet wird, die Zuströmung zum Lauftrad c also stets ohne Drall erfolgt. Dadurch soll eine Anpassung an die im Ventilatorbau herrschenden Bedingungen

erreicht werden (Abb. 5). Der Eintritt in die Saugleitung ist als Einlaufdüse (A) ausgebildet (Abb. 5), die zur Messung des Förderstromes verwendet wurde.

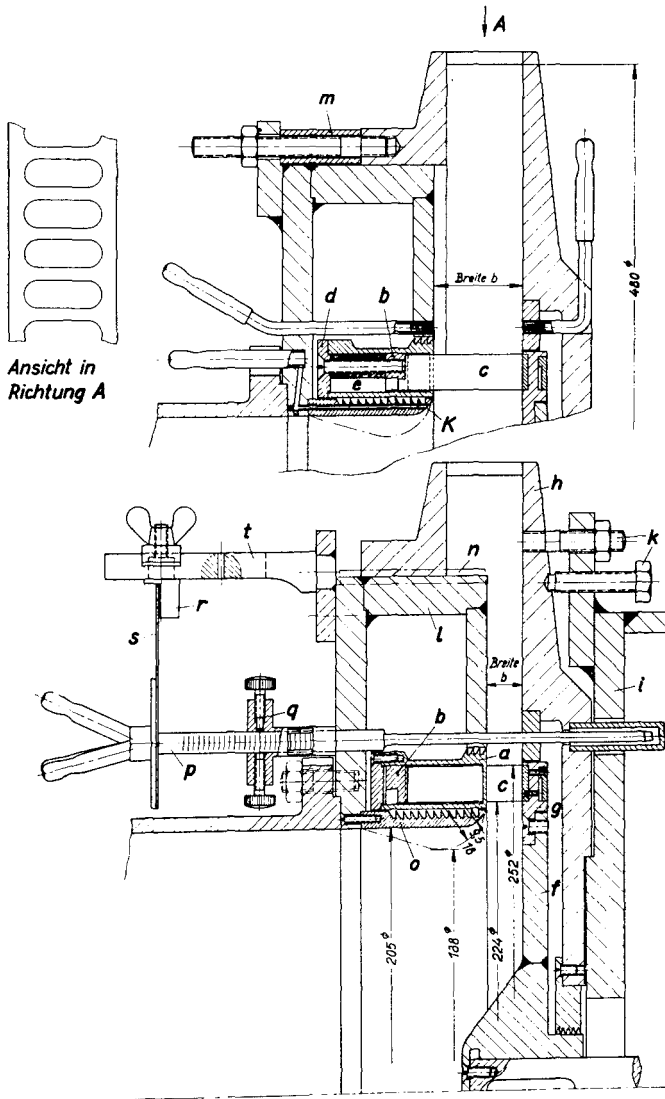


Abb. 3 u. 4. Die Versuchspumpe von Kretschmer

Die Entnahme des Meßdruckes erfolgt durch eine Ringkammer (B) in 250 mm ($= 1,22 D$) Abstand. Zur Variation des Förderstromes ist ein Drosselschieber (C) eingebaut. Da dieser nicht rotationssymmetrisch, sondern nur symmetrisch zu einem Durchmesser ausgebildet ist, ist eine Rohrlänge von etwa $12,5 D$ zwischen Drosselschieber und Gebläse (D) geschaltet, um eine

Störung der Achsensymmetrie der Laufradströmung zu vermeiden. Versuche mit einseitig geöffnetem Drosselschieber und Verdrehen des Symmetriedurchmessers zeigten keinen Einfluß auf die achsensymmetrische Druckverteilung hinter dem Laufrad. 520 mm vor dem Gebläse ist die Rohrleitung zwecks Erleichterung bei Montage und Umbau unterbrochen und mit einer Gummimanschette (*E*) abgedichtet.

Das Laufrad sitzt unmittelbar auf dem Wellenstumpf des antreibenden Gleichstrom-Motors (*G*) (s. auch Abb. 4), der zwecks Drehmomentenmessung pendelnd gelagert und mit einer Waagschale (*H*) ausgerüstet ist. Zur Drehzahlkontrolle dient ein mit der Motorwelle gekuppelter Induktor (*J*), dessen Span-

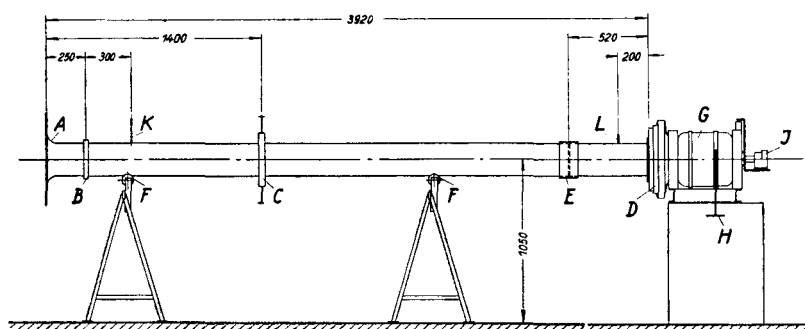


Abb. 5. Der Versuchsstand von Kretschmer. *A* Einlaufdüse, *C* Drosselschieber, *D* Pumpe, *G* Pendelmotor, Meßstelle der Saugseite bei *L*

nung an einem Präzisions-Voltmeter abgelesen wird. Das Leitringgehäuse (*h*) wird von dem Lagerschild (*i*) des Pendelmotors getragen und ist axial einstellbar (Abb. 4). Die Justierung erfolgt bei rotierendem Laufrad, um Verschiebungen durch Achsschub zu berücksichtigen.

Um die Leitringbreite der jeweiligen Laufradbreite anzupassen, ist die saugseitige Leitringwand als verstellbarer Einsatz (*l*) ausgebildet. Zur Fixierung in axialer Richtung dienen Distanzbuchsen (*m*), in Umfangsrichtung eine Paßfeder (*n*). Fest verbunden mit diesem Leitringeinsatz ist der Saugmundeinsatz (*o*), der also zwangsläufig immer die richtige Lage gegenüber dem Laufrad einnimmt. Zur Kleinhaltung des Spaltstromes ist er mit Labyrinthen versehen (Abb. 4).

2. Versuchsgrößen, ihre Messung und Auswertung

Bei der Eichung der Einlaufdüse *A* wurden die Reynoldssche Zahl und die Stellung des Drosselschiebers als Parameter berücksichtigt.

Bei der Bestimmung der Förderhöhe als nutzbare Energie-Erhöhung pro kg Luft konnte in Anbetracht der kleinen zu erwartenden Druckerhöhung die Luft als inkompressibel betrachtet werden. Der dadurch gemachte Fehler beträgt maximal $\approx 0,5\%$ [6]. Da Änderungen der Höhenlage vernachlässigbar klein sind, ist die Förderhöhe gleich der Differenz der Gesamtdrucke. Beim Versuch wurde die Differenz zwischen dem Gesamtdruck am Austritt (durch Staurohr *p* Abb. 4) und dem statischen Druck des Eintritts (bei *L* Abb. 5) gemessen, und die Geschwindigkeitshöhe bei *L* aus $c_1 = V_1/F_1$

gerechnet. Damit wird zwar $c_1^2/2g$ infolge der ungleichen Geschwindigkeitsverteilung etwas kleiner als der wahre Mittelwert, aber der Fehler ist vernachlässigbar klein.

Da die Förderhöhe der einzelnen Stromfäden verschieden ist, ergibt sich die mittlere Förderhöhe H des Laufrades durch Integration über alle Stromfäden. Infolge der Achsensymmetrie der Strömung hinter dem Laufrad vereinfacht sich diese Rechnung zu einer Integration über die Leitringbreite.

Zur Messung des Gesamtdruckes am Radaustritt wird ein Zylinderstaurohr p von 4 mm \varnothing benutzt (Abb. 4), das im wesentlichen nach den Angaben von Dziallas [1] gebaut ist. Die drei Meßbohrungen von 0,5 mm \varnothing liegen in einer Ebene senkrecht zur Achse des Meßrohres, die seitlichen unter $\pm 40^\circ$ gegenüber der mittleren. Das Staurohr wird parallel zur Laufradachse durch die beiden Leitringwände hindurchgeführt und läßt sich in den nahezu spielfreien Bohrungen drehen und axial verschieben. Dabei ist dafür gesorgt, daß das Staurohr immer bis in die antriebsseitige Leitringwand reicht, da bei einem freien Ende unkontrollierbare Fälschungen der Druckanzeige auftreten.

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit hinter dem Laufrad muß der statische Druck an dieser Stelle bekannt sein. Da seine Bestimmung mittels der seitlichen Bohrungen des Zylinderstaurohres nicht möglich ist, wird er an den Leitringwänden entnommen und für die Auswertung ein linearer Verlauf über die Leitringbreite angenommen. Der dadurch entstehende maximale Fehler unter allen Meßpunkten beträgt etwa 2,5 % der Geschwindigkeit. Im Mittel ist er wesentlich kleiner.

Aus der Differenz des Gesamtdruckes und des so ermittelten statischen Druckes ergibt sich die Geschwindigkeit c_{11} und mittels des mit dem Zylinderstaurohr gemessenen Winkels deren Meridian- und Umfangskomponente. Der mit dieser Meridiankomponente bestimmte Wert des Förderstromes müßte mit dem durch die Einlaufdüse gemessenen Betrag übereinstimmen, da der motorseitige Undichtheitsstrom praktisch gleich Null ist. Er ist jedoch größer. Die Geschwindigkeit c_{11} ist also zu groß ermittelt worden, was damit zu erklären ist, daß die absolute Strömung hinter dem Laufrad nicht stationär ist, sondern periodisch veränderlich entsprechend der Schaufelteilung.

Um zu einer brauchbaren Näherung zu kommen, werden die Meridian- und Umfangskomponenten getrennt durch je einen über die Leitringbreite konstanten Faktor dividiert. Diese Faktoren sind so bemessen, daß die vorher nicht vorhandene Gleichheit erzielt wird. Die so korrigierten Geschwindigkeiten dienen auch zur Berechnung der Förderhöhe.

Um auf einfache Weise auch einen Einblick in die Strömungsverhältnisse vor dem Laufrad zu gewinnen, werden im Saugmundeinsatz bei K Druckbohrungen angebracht (Abb. 3).

3. Ergebnisse der einleitenden Versuche

Schon zu Beginn der Versuche zeigte sich, welche Bedeutung der Krümmungsbegrenzung an der Einmündung des Saugrohres in den Laufkranz bei K (Abb. 3) zukommt. Bei einem Krümmungsradius $\varrho_k = 5,5$ mm wurde hinter

dem Laufrad mit $\beta_2 = 90^\circ$ und $b = 28$ mm, entsprechend $b/\Delta r = 2$, an der saugseitigen Leitringswand Rückströmen in einem Bereich von 5 bis 6 mm gemessen. Wie durch einen Nebenversuch nachgewiesen werden konnte, ist die Ursache dieses Rückströmens in oder vor dem Laufrad zu suchen. Es ergibt sich daraus, daß selbst eine Steigerung der (mittleren) Geschwindigkeit auf den 3,35fachen Wert (errechnet aus dem Flächenverhältnis $\frac{\pi}{4} D_s^2 : \pi D_1 b_1$), eine Ablösung nicht verhindern kann, wenn die Krümmung bei K zu scharf ist. Die weiteren Versuche wurden deshalb mit den Krümmungsradien $\varrho_k = 9,5$ und 18 mm durchgeführt.

Eine weitere wichtige Feststellung ergab sich beim Überprüfen der richtigen Lage des Leitringsesatzes (l) und des damit verbundenen Saugmundeinsatzes (o) (noch mit der Abrundung $\varrho_k = 5,5$ mm). Es wurde nämlich beobachtet, daß schon geringe Verschiebungen im Sinne einer Leitringsverbreiterung große Änderungen des statischen Druckes P_{II} zur Folge hatten.

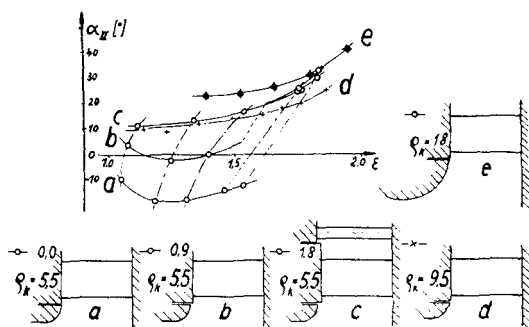


Abb. 6. Einfluß der Wandkrümmung und ihrer Lage am Saugmund des Rades auf die Strömung hinter dem Rad $\beta_2 = 90^\circ$, $b/\Delta r = 2$, Verlauf des Strömungswinkels α_{II} in 2 mm Abstand von der linken Leitringswand in Abhängigkeit vom Füllungsgrad für die Anordnungen a bis e

Eine kurze Untersuchung erbrachte die in Abb. 6 dargestellten Ergebnisse. Die Kurven a bis e gehören zu den im gleichen Bild angegebenen Lagen der Einlaufkrümmung. Sie lassen erkennen, daß mit wachsender Verschiebung aus einem Rückströmen ein Vorwärtsströmen wird. Bei konstanter Drosselschieberstellung (strichpunktierte Linien), also konstantem äußeren Rohrleitungswiderstand, nimmt offenbar der Förderstrom zu, so daß auch die Förderhöhe mit der Verschiebung ansteigt. Im ganzen ist also, bei unverändertem Laufrad, eine bessere Ausnutzung des Gebläses zu verzeichnen. Als Ursache dieser Erscheinung kommt nicht die durch die Verschiebung des Leitringsesatzes bedingte Querschnittserweiterung hinter dem Laufrad in Frage, sondern ausschließlich die Veränderung der Begrenzung bei K . Auf den ersten Blick mag es erstaunlich erscheinen, daß trotz der vorspringenden Kante des Laufraddeckbandes (a in Abb. 4) günstigere Verhältnisse erzielt werden. Offenbar gleicht aber die Strömung die Unstetigkeit aus, indem sie einen komma-

Breitenverhältnis und Querschnittsform von radial beaufschlagten Schaufelrädern 91

förmigen Totraum bildet (Abb. 6c) und dadurch zugleich einen größeren effektiven Abrundungsradius schafft.

Die zum Vergleich ebenfalls in Abb. 6 eingetragenen Werte der Hauptversuche mit $\varrho_K = 9,5$ und 18 mm unterstreichen die Bedeutung der Form der Krümmungsbegrenzung. Bemerkenswert ist die Gleichwertigkeit von Form c) und d).

4. Ergebnisse der Hauptversuche

a) *Drosselkurven.* Die gemessenen Drosselkurven werden in dimensionslosen Koordinaten dargestellt (Abb. 7, 8 und 9). An Stelle der Förderhöhe H

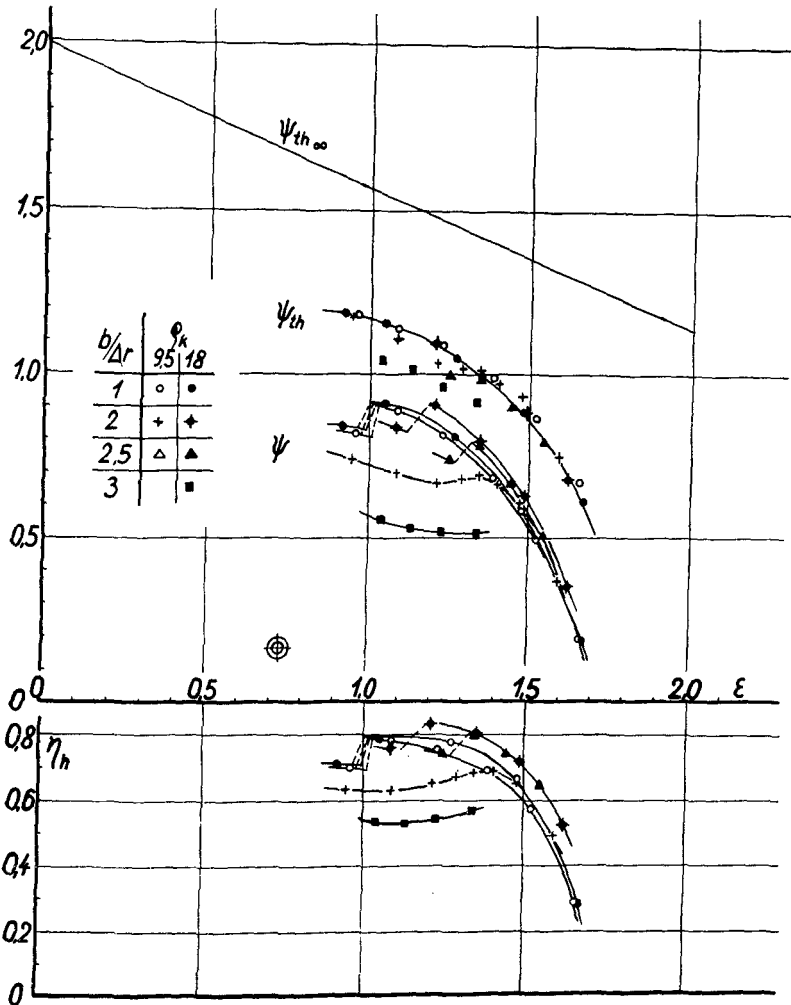


Abb. 7. Kennlinien des untersuchten Schaufelrades $\beta_2 = 60^\circ$ bei verschiedenen Werten $b/\Delta r$

ist also die Druckziffer $\psi = \frac{H}{u_2^2/2g}$ aufgetragen. Entsprechend werden die Größen H_{th} und $H_{th\infty}$ (S. 81) mit der Geschwindigkeitshöhe der Laufradumfangsgeschwindigkeit $u_2^2/2g$ dimensionslos gemacht. An Stelle des durch das Laufrad fließenden Volumenstromes $V + V_{sp}$ wurde der Füllungsgrad $\varepsilon = (V + V_{sp})/V_{stfr}$ verwendet.

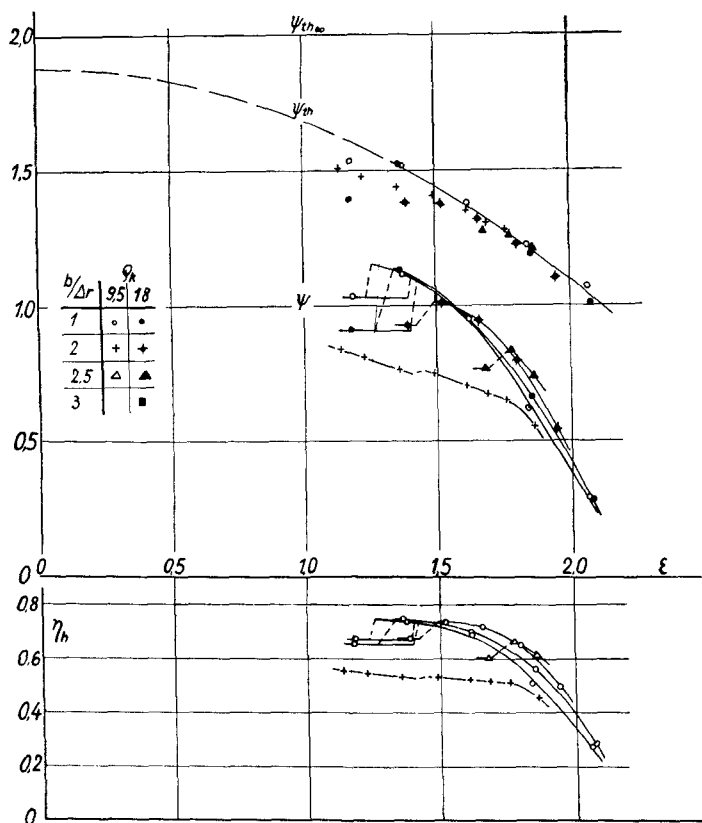
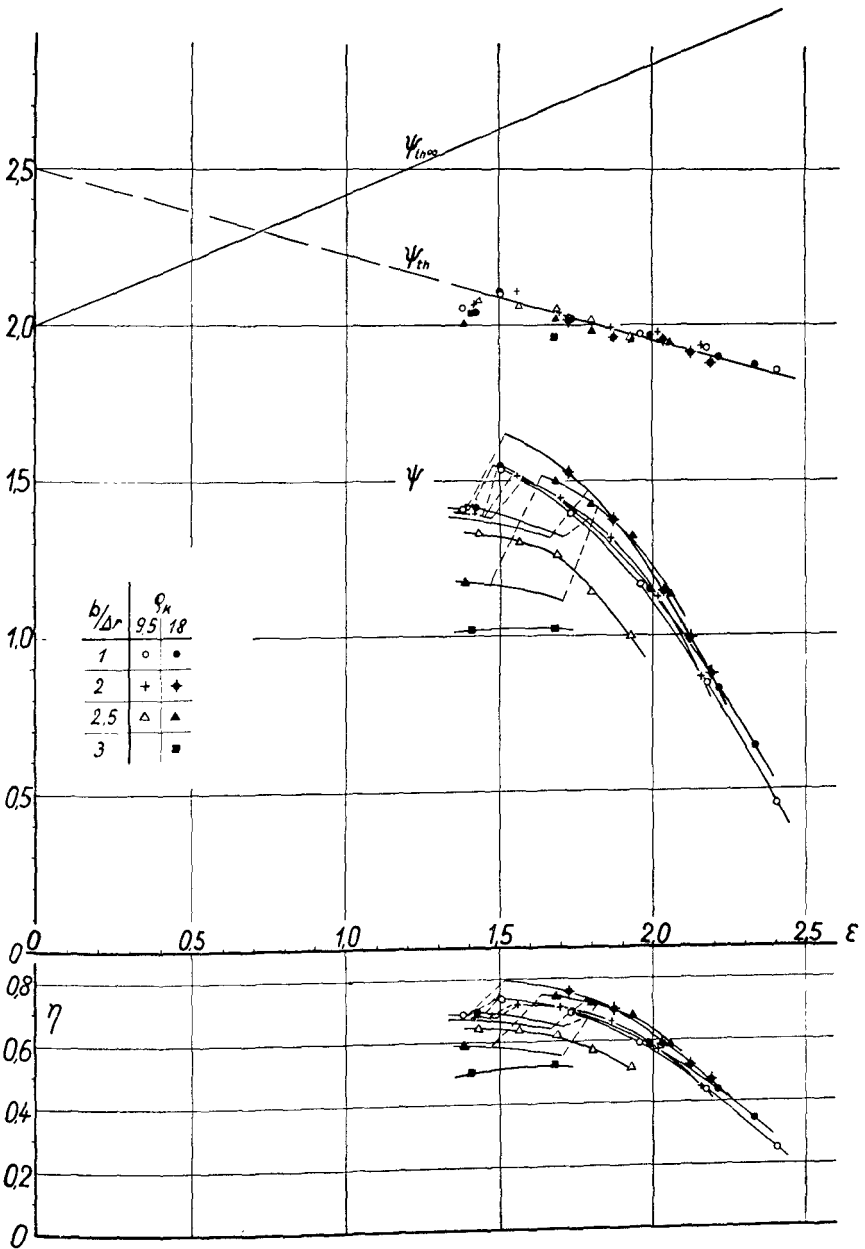


Abb. 8. Kennlinien des untersuchten Schaufelrades $\beta_2 = 90^\circ$ bei verschiedenen Werten $b/\Delta r$

In Richtung abnehmenden Förderstromes werden die Drosselkurven nur soweit ausgemessen, wie „gesunde“ Laufradströmung vorliegt, d. h. also bis zur Grenze des Abreißgebietes (S. 75). Dieses Abreißen tritt in der schon S. 75 beschriebenen Form bei allen drei Laufrädern auf. Der Übergang von einer Strömungsform in die andere erfolgt meistens schlagartig.

Mit dem Abreißen verbunden ist die sogenannte „Hysteresis“-Erscheinung, die hier ebenso beobachtet wurde, wie sie von Petermann in [4] beschrieben ist. Dabei handelt es sich um folgendes: Der Betriebspunkt befindet

Abb. 9. Kennlinien des untersuchten Schaufelrades $\beta_2 = 120^\circ$ bei verschiedenen Werten b/dr

sich auf dem „gesunden“ Ast der Drosselkurve in E (Abb. 10). Schließt man nun den Drosselschieber, so wandert der Betriebspunkt auf dem gesunden Ast bis A , um von dort auf den „abgerissenen“ Ast nach B überzuspringen. Wird

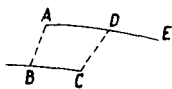


Abb. 10. Verschiebenheit der Lagen des Abreißpunktes bei wachsendem und abnehmendem Förderstrom

der Drosselschieber dann wieder geöffnet, so wandert der Betriebspunkt von B nach C und springt erst von dort auf den gesunden Ast nach D zurück. Die Lage der Punkte B und D ist lediglich vom Drehsinn der Drosselschieber abhängig und würde sich bei anderer Kennlinie ändern. Die Hysteresis bezieht sich auf die Punkte A und C und deren Volumina V_A und V_C . In den meisten Fällen ist dabei $V_C > V_A$.

In einigen Fällen der vorliegenden Untersuchungen vollzog sich jedoch der Übergang in der Weise, daß in einem bestimmten Bereich von ε die Strömung zwischen dem gesunden und abgerissenen Zustand hin- und herpendelte. Dieses Verhalten wurde deshalb in den Diagrammen mit nur einer gestrichelten Linie von B nach D gekennzeichnet, während der Fall der Hysteresis durch zwei gestrichelte Linien AB und CD wiedergegeben ist.

Bezüglich der Lage des Abreißpunktes läßt sich aus den in Abb. 7, 8 und 9 dargestellten Drosselkurven folgendes ersehen:

1. Der Förderstrom stoßfreien Eintritts liegt bei allen Schaufeln und Laufradbreiten im Abreißgebiet (bei Rad 60/14/9,5 eben an der Grenze).
2. Mit wachsender Laufradbreite wird der Abreißpunkt zu größerem ε hin verschoben.
3. Der Einfluß des Winkels β_2 geht dahin, daß zwar bei den schmalen Rädern ($b/\Delta r = 1$) der Förderstrom des Abreißpunktes mit β_2 wächst, bei den breiten jedoch eine andere Abhängigkeit besteht. Es ergibt sich, daß der Bereich von ε , in dem die Abreißpunkte der verschiedenen Breiten eines Rades liegen, bei $\beta_2 = 120^\circ$ am kleinsten, bei $\beta_2 = 90^\circ$ am größten ist.
4. Beim Übergang zu größeren Krümmungsabrundungen bei K (von $\varrho_K = 9,5$ mm auf $\varrho_K = 18$ mm) verkleinert sich der Abreißbereich (von den schmalen Rädern mit $\beta_2 = 90^\circ$ und 120° abgesehen), wobei es sich jedoch nur um relativ kleine Verschiebungen handelt.

Zur Klärung dieses Verhaltens wird im folgenden ein Bild des Strömungsmechanismus im Laufrad gegeben.

b) Strömungsmechanismus im Laufrad. Wie die Druckmessungen an der Stelle bei K (Abb. 3) zeigen, bestehen auch in der reibungsbehafteten Strömung beträchtliche Geschwindigkeitsunterschiede längs einer Normallinie in der Krümmungszone (nämlich längs der in der Druckbohrung auflaufenden Normallinie). Die bei K gemessene Geschwindigkeit betrug ein Vielfaches der mittleren Geschwindigkeit (= Quotient aus Förderstrom und Querschnitt, wobei Querschnitt gleich Rotationsfläche mit der Normalen als Erzeugenden).

Die Geschwindigkeit am anderen Endpunkt der Normalen, also an der Laufradscheibe, liegt noch unter dem Mittelwert, so daß das Verhältnis der Geschwindigkeiten an den beiden Begrenzungen sehr groß ist. Damit sind entsprechende Unterschiede des statischen Druckes längs der Schaufel-

eintrittskante verbunden, die bei den breiten Rädern die Größenordnung des Laufradüberdruckes erreichen.

Hinter dem Laufrad verläuft die Strömung im wesentlichen parallel zu den Leitringwänden. Der statische Druck auf einem coaxialen Zylinder muß also, unabhängig von der c_m -Verteilung, nahezu konstant sein. Die Messungen bestätigen diese Vermutung. Wenn über die ganze Breite aktive Strömung vorhanden sein soll, muß also das Laufrad in der äußeren Flußfläche einen wesentlich größeren Laufradüberdruck als in der inneren erzeugen. Ist das möglich?

Denkt man sich die Teilströme an der inneren und äußeren Wand von konstanter Breite, so könnte man aus dem Verlauf des Laufradüberdruckes der schmalen Räder ($b = 14 \text{ mm}$; $\varrho_K = 18 \text{ mm}$), bei denen $c_{II m}$ und $c_{II u}$ annähernd konstant über die Breite sind, Rückschlüsse ziehen. Der Teilstrom

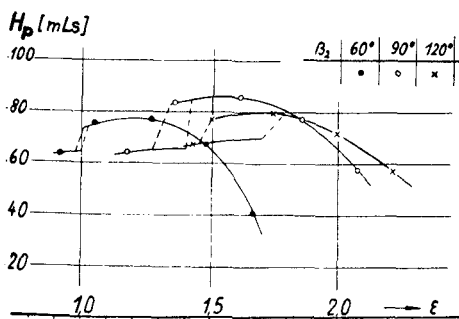


Abb. 11.

Abhängigkeit des in den schmalen Rädern ($b/\Delta_r = 1$) erzeugten statischen Überdruckes H_p vom Füllungsgrad ε

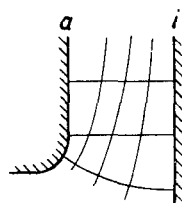


Abb. 12.

Verlauf der Flußlinien im breiten Rad

an der äußeren Wand mit seinem großen c_0 entspräche einem großen ε , der Teilstrom an der inneren Wand mit dem kleinen c_0 einem kleinen ε des schmalen Rades.

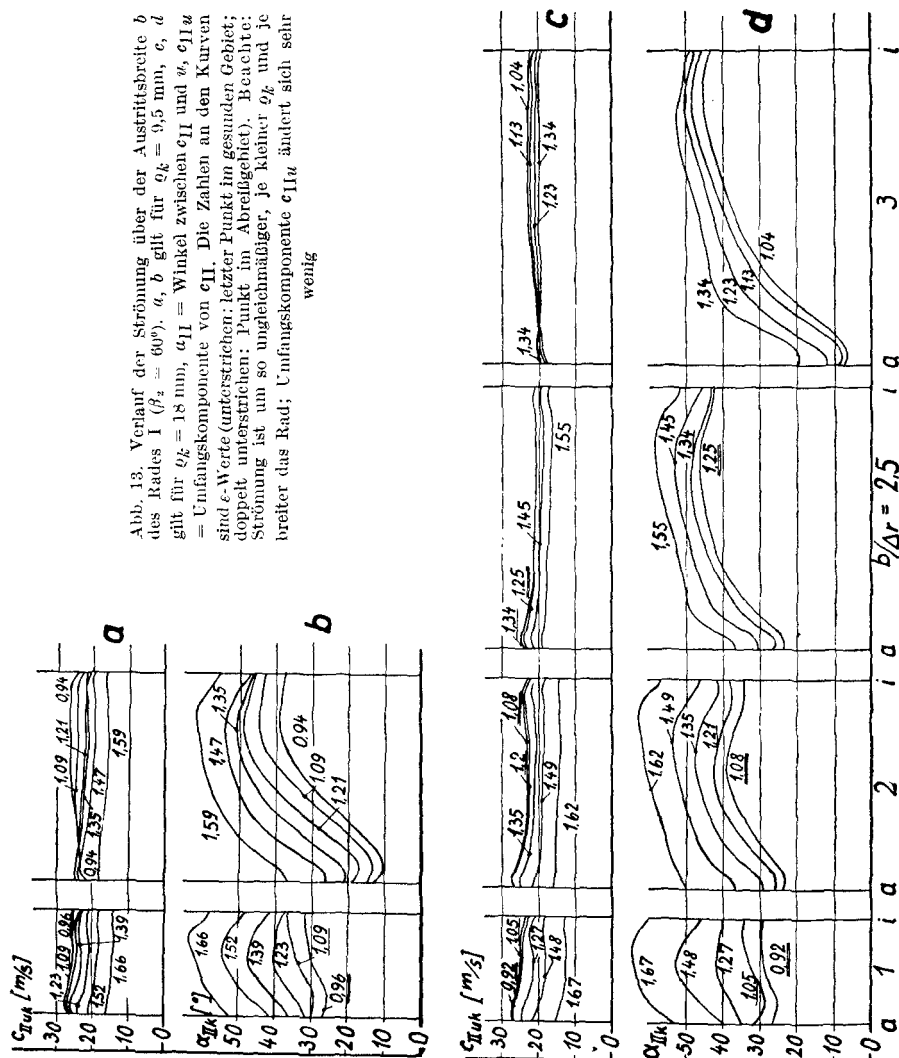
In Abb. 11 ist der Verlauf des Druckes H_p dicht hinter dem Laufrad, wie er sich für die schmalen Räder aus den gemessenen Drosselkurven der Abb. 7 bis 9 näherungsweise errechnet, dargestellt. Wie zu ersehen ist, erfahre in einem breiten Rade der äußere Teilstrom bei konstanter Breite bei weitem nicht die Drucksteigerung des inneren Teilstromes, während gerade das Umgekehrte nötig ist. Die Strömung hilft sich nun, indem sie die Flußlinien im Laufrad nach der inneren Wand verschiebt (Abb. 12). Der äußere Teilstrom wird durch das Laufrad hindurch verbreitert, während der innere schmaler wird. Die durch Staudruckmessungen ermittelten $c_{II m}$ -Verteilungen, die aus Raumgründen nur für ein Rad hier wiedergegeben werden können (Abb. 13), aber bei den andern gleichartig verlaufen, lassen deutlich dieses Verhalten erkennen. Je größer die Geschwindigkeitsunterschiede vor dem Laufrad sind, d. h. also, je breiter das Laufrad oder je schärfer die Krümmung bei K ist, desto stärker ist die Verzögerung des äußeren Teilstromes. Bei noch größeren Unterschieden in den Eintrittsverhältnissen tritt schließlich Rückströmen ein. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß in der arbeitsfreien Potential-

strömung die $c_{II\,m}$ -Verteilung einen grundsätzlich anderen Charakter hat: große $c_{II\,m}$ an der äußeren Begrenzung, kleine $c_{II\,m}$ an der inneren Wand.

Um sich klarzumachen, welche Auswirkung die Verschiebung der Flußlinien hat, benutzt man zweckmäßigerweise folgende Formel für den Laufrad-überdruck (Spaltdruck):

$$H_p = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_0^2 - w_3^2}{2g} - Z_{0-3}. \quad (1)$$

Dabei soll angenommen werden, daß sich der Verlust Z_{0-3} des Laufrades und die Richtung von w_3 nur wenig ändern. — Infolge der Verbreiterung des äußeren Teilstromes wird $c_{3\,m}$ und damit w_3 gegenüber dem Fall konstanter



Breite kleiner, womit eine Vergrößerung des Laufradüberdruckes erzielt wird. Im inneren Teilstrom dagegen hat die Verengung eine Vergrößerung von c_{3m} und w_3 und damit eine Verkleinerung des Laufradüberdruckes zur Folge. Auf diese Weise wird also der notwendige Gleichgewichtszustand hinter dem Laufrad erreicht.

Es fällt an der sich einstellenden Strömung nach Abb. 13c auf, daß die Umfangskomponente c_{11u} bei allen Rädern und Breiten praktisch konstant über die Breite ist, d. h. daß allen Luftteilchen die gleiche Energie H_{th} zugeführt wird. Infolge der verschiedenen Wirkungsgrade in den einzelnen Teilströmen nimmt aber der nutzbare Energiezuwachs, d. h. die Förderhöhe, von innen nach außen ab. Die Strömung hinter dem Laufrad ist also nicht mehr eine solche gleichen Energieinhaltes. Diese Tatsache ist insofern überraschend, als man bei der Berechnung von Laufrädern bisweilen mit verschiedenem η_h in den einzelnen Stromfäden eine über die Breite konstante Förderhöhe zugrunde zu legen pflegt. Auch ein Vergleich mit den von Pfeleiderer [7] rechnerisch ermittelten Strombildern ist nicht möglich.

c) *Vorgänge beim Abreißen.* Die folgende Betrachtung bezieht sich zunächst auf die schmalen Räder ($b = 14$ mm), bei denen näherungsweise der gleiche Strömungszustand über die Breite angenommen werden kann. — Für das Abreißen sind nach S. 75 die Vorgänge auf der Saugseite der Laufschaufel maßgebend. Neben anderen Einflüssen, die für alle Räder gleich sind (z. B. Turbulenzgrad des Luftstromes, Beschaffenheit der Laufschaufeloberfläche), ist vor allem der von der Grenzschicht zu überwindende Druckanstieg entscheidend. Ist er zu steil, so tritt Ablösung ein. Dieser Druckanstieg wird bestimmt durch das Druckminimum auf der Saugseite hinter der Eintrittskante und durch den Laufradüberdruck.

Das Druckminimum ist einmal eine Folge der Umströmung des Schaufelkopfes und damit eine Funktion des relativen Anstellwinkels und des Staudruckes der Relativgeschwindigkeit w_0 (Abb. 13, S. 78 der Grägerschen Arbeit). Zum anderen dürfte die Krümmung der Laufradströmung im Schaufelkanal (im Grundriß gesehen) wesentlichen Einfluß haben. Je schärfer diese Krümmung, desto größer sind die Druckunterschiede zwischen Druck- und Saugseite der Laufschaufel, was in der entsprechend ansteigenden Schaufelarbeit H_{th} zum Ausdruck kommt. Mit wachsendem β_2 wachsen also die Drucksenkungen im Rade.

Der Laufradüberdruck H_p (Spaltdruck) ist eine Funktion des relativen Abströmwinkels β_3 und des Füllungsgrades ε . Da diese Abhängigkeit auch auf das Verhalten der breiten Räder einen maßgebenden Einfluß hat, soll sie hier allgemein behandelt werden. Dabei ist zu beachten, daß bei sonst gleichem Laufrad nur der Schaufeleintrittswinkel und damit der relative Abströmwinkel β_3 veränderlich ist.

Der theoretische Laufradüberdruck (also ohne Laufradverluste) beträgt nach Gl. (1)

$$H_{p,th} = \frac{1}{2g} \left[u_2^2 + \frac{V^2}{\pi^2 D_2^2 b^2} \left(\frac{D_2^2}{D_1^2} - 1 - \cot^2 \beta_3 \right) \right]. \quad (2)$$

Wie die Geschwindigkeitspläne zeigen, kann man bei dieser Betrachtung den Abströmwinkel β_3 näherungsweise konstant für ein Rad setzen. Dann ver-

läuft H_{pth} nach einer Parabel, deren Achse mit der Ordinatenachse zusammenfällt.

Aus der obigen Gleichung folgt die bekannte Tatsache, daß H_{pth} für $\beta_3 = 90^\circ$ ein Maximum erreicht, also für spitze oder stumpfe Winkel kleiner ist. Zieht man von dieser H_{pth} -Parabel, wie üblich, die Reibungs- und Stoßparabel ab, wobei diese beiden für alle drei Räder zunächst gleich sind, so ergibt sich auch für den tatsächlichen Laufradüberdruck ein Maximum für $\beta_3 = 90^\circ$. Wesentlich für das Verhalten der breiten Räder ist die sich daraus ergebende Tatsache, daß der Scheitel der H_p -Parabel für $\beta_3 = 90^\circ$ am weitesten rechts liegt. Da nun aber die Verluste nicht für alle Räder gleich sind, sondern mit β_2 wachsen, können sich die Maxima zu kleineren Winkeln verschieben (vgl. Abb. 11). Das Zusammenwirken aller Umstände ergibt den experimentellen Befund, daß das Rad mit $\beta_2 = 120^\circ$ mit abnehmendem ε zuerst gefährdet ist, das Rad mit $\beta_2 = 60^\circ$ zuletzt. Der Füllungsgrad im Abreißpunkt beträgt bei

$$\begin{array}{ccc} \beta_2 = & 60^\circ & 90^\circ & 120^\circ \\ \varepsilon = & 1,00 - 1,01 & 1,25 - 1,34 & 1,48 - 1,50. \end{array}$$

(Die Unterschiede durch verschiedenes ϱ_K werden weiter unten besprochen.)

Die Ergebnisse von Gräger zeigen dieselbe Tendenz, wenn auch weniger ausgeprägt. Jedoch besteht ein Unterschied in der absoluten Lage der Abreißpunkte. Die Messungen von Gräger ergaben einen Abreißfüllungsgrad zwischen 0,8 bis 1,1, während er in der vorliegenden Untersuchung zwischen 1,0 und 1,5 liegt. Dafür dürften folgende Ursachen verantwortlich sein: Das Fehlen des Eintrittsleitrades und die verschiedenen Formen der Schaufeln, vor allem aber das verschiedene Breitenverhältnis b_2/b_1 .

Die Verschiebung beträgt etwa 20 % von V_{stfr} .

Bei den breiteren Rädern würde man zunächst geneigt sein, den äußeren Teilstrom mit seiner starken Verzögerung für das Abreißen verantwortlich zu machen. Das trifft aber nicht zu. Nach den Darlegungen in Abschnitt 4 entsprechen die Eintrittsverhältnisse des äußeren Teilstromes einem großen ε , die des inneren einem kleinen ε des schmalen Rades. Die Abreißgrenze wird also vom inneren Teilstrom zuerst erreicht. Hält man das entsprechende ε des inneren Teilstromes fest, so wird das mittlere ε des Gesamtrades im Abreißpunkt um so größer, je stärker die Unterschiede in den Eintrittsverhältnissen sind, d. h. aber, je breiter das Rad oder je schärfer die Krümmung bei K ist. Durch die Verengung des inneren Teilstromes tritt jedoch eine Drucksenkung ein, die, entsprechend dem Übergang vom parallelwandigen zum konischen Rad, eine Verschiebung der Abreißgrenze nach kleineren ε zur Folge hat. Damit wird auch der Abreißfüllungsgrad des Gesamtrades wieder kleiner und das in Abb. 7 bis 9 dargestellte Ergebnis verständlich.

Man erkennt, daß sich das Rad 120° am günstigsten verhält; sowohl bei zunehmender Laufradbreite als auch bei kleiner werdendem ϱ_K ist die Vergrößerung seines Abreißfüllungsgrades am geringsten. — Bei einigen Drosselkurven fällt das Verschwinden der Unstetigkeit im Abreißpunkt auf. Dieser ist nur noch an dem Abbiegen der Kurve zu erkennen. Möglicherweise ist in diesen Fällen der Sprung so klein, daß er durch die angewandte Meßmethode nicht erfaßt werden könnte.

d) Die $H_{th\infty}$ -, H_{th} -, H - und η_h -Kurven (Abb. 7 bis 9). Bemerkenswert bei den aus der Messung ermittelten theoretischen Förderhöhen ist neben der Konstanz über die Leitringbreite (vgl. Abschnitt 4b) die Tatsache, daß alle H_{th} -Werte einer Schaufelform, unabhängig von der Laufradbreite, mit guter Näherung auf einer Kurve liegen, wenn man die Punkte im Abreißgebiet außer Betracht läßt. Dieses Ergebnis war nach der Feststellung der unterschiedlichen Verhältnisse im Laufrad nicht zu erwarten.

Die gegenseitige Lage der $H_{th\infty}$ - und H_{th} -Kurven weicht von derjenigen normaler Radialräder wesentlich ab. Während in der Gl. (7), S. 81

$$H_{th\infty} = H_{th}(1 + p)$$

die Minderleistungsziffer p häufig als unabhängig von ε und als konstant betrachtet wird, läßt sich bei diesen Rädern, ebenso wie bei Gräger (S. 82), diese Konstanz keineswegs feststellen. Der Grund dafür dürfte zum Teil in dem Umstand zu suchen sein, daß obige Beziehung vorzugsweise für das Gebiet zwischen Nullförderung und stoßfreiem Eintritt gilt, wogegen es sich hier um Gebiete mit $\varepsilon > 1$ handelt.

Um aber einen Begriff von der Größenordnung der Minderleistung zu bekommen, wurden die Minderleistungsziffer p und die Erfahrungszahl ψ' für die Abreißgrenze der schmalen Räder, die dem stoßfreien Eintritt am nächsten liegen, berechnet. Aus Gl. (8), S. 81 ergibt sich

für $\beta_2 = 60^\circ$	90°	120°
weil $p = 0,333$	0,279	0,251
$\psi' = 2,10$	2,11	2,11

Diese ψ' -Werte haben etwa dieselbe Größenordnung wie die von Gräger gefundenen. Sie gelten aber, wie gesagt, nur für die Abreißgrenze.

Um dennoch mit den H_{th} -Kurven rechnen zu können, wurde versucht, sie durch einfache analytische Funktionen zu erfassen. Die H_{th} -Kurve des Rades 120° läßt sich gut durch eine Gerade mit der Gleichung

$$\psi_{th} = -0,275 \varepsilon + 2,50$$

wiedergeben. Für das Rad 90° wäre eine Gerade möglich, die denselben Schnittpunkt mit der Ordinatenachse hat:

$$\psi_{th} = -0,70 \varepsilon + 2,50.$$

Besser ist jedoch die Wiedergabe durch eine Parabel, deren Achse mit der Ordinatenachse zusammenfällt:

$$\psi_{th} = -0,195 \varepsilon^2 + 1,88.$$

Die H_{th} -Kurve des Rades 60° läßt sich nur durch eine Ellipse erfassen, die hier infolge des Maßstabes zu einem Kreis wird:

$$(\varepsilon - 0,73)^2 + (\psi_{th} - 0,16)^2 = 1,04^2.$$

Bei den Drosselkurven macht sich, im Gegensatz zu den H_{th} -Kurven, ein Einfluß der Laufradbreite bemerkbar. Die Räder mit einem Breitenverhältnis $b/\Delta r = 2$ haben eine größere Förderhöhe H und einen besseren Wirkungsgrad η_h als die schmalen Räder. Die entsprechende Abnahme der Laufradverluste ist auf den kleiner werdenden Einfluß der Randverluste zurückzuführen. Bei noch breiteren Rädern wird diese Tendenz durch die wachsenden

Unterschiede in den Eintrittsverhältnissen gestört. Die zunehmenden Verluste des äußeren Teilstromes überwiegen jetzt offenbar den obengenannten Gewinn. Diese Vermutung wird durch die Tatsache bestätigt, daß der Übergang zu kleineren Krümmungsabrundungen, d. h. aber zu größeren Eintrittsunterschieden, ebenfalls eine Verkleinerung von Förderhöhe und Wirkungsgrad zur Folge hat.

Bei der Beurteilung der η_h -Werte ist zu beachten, daß sie sich nur auf das Laufrad beziehen. Um ein qualitatives Bild von dem Einfluß der Verluste in der Leitvorrichtung zu bekommen, kann man den hydraulischen Wirkungsgrad des gesamten Gebläses

$$\eta_{hG} = \eta_h - (1 - \eta_{h\text{Leit}}) \cdot \frac{c_3^2 - c_D^2}{2gH_{th}}$$

setzen (s. z. B. [10]), worin c_D = Geschwindigkeit im Druckstutzen ist. Selbst wenn man gleiches $\eta_{h\text{Leit}}$ bei allen Rädern annimmt, ergibt sich aus dem Umstand, daß der Reaktionsgrad mit wachsendem β_2 kleiner, der Quotient $(c_3^2 - c_D^2)/2gH_{th}$ in obiger Formel also größer wird, eine mit β_2 zunehmende Minderung von η_h . Der hydraulische Wirkungsgrad des Gebläses η_{hG} wird also mit zunehmendem β_2 kleiner, im Gegensatz zum Laufradwirkungsgrad η_h , der für $\beta_2 = 120^\circ$ gleich oder sogar größer als für $\beta_2 = 90^\circ$ ist. Indessen darf letztere Tatsache nicht darüber hinwegtäuschen, daß der Betrag des Laufradverlustes für das Rad 120° , entsprechend der stärkeren Umlenkung, am größten ist.

Bei der Darstellung der Kennlinien in Abb. 7 bis 9 ist der Füllungsgrad ε als Abszisse verwendet und deshalb die Änderung des Volumenstromes nicht ersichtlich. Um den Einfluß der Laufradbreite auf die Schluckfähigkeit zu zeigen, sei die spezifische Drehzahl der drei Räder im Abreißpunkt, d. h. also für $\eta_{h\text{max}}$, in nachstehender Zahlentafel (zusammen mit dem Wirkungsgrad und der Druckziffer) angegeben. Es ergibt sich:

$\beta_2/b/e_K$	$n_q = n\sqrt{V}/H^{3/4}$	$n_s = 3,65 n_q$	$(\eta_h)_{\text{max}}$	Druckziffer ψ
60/14/ 9,5	47,4	173	78,8	0,9
/18	46,8	171	79,2	0,9
28/ 9,5	100	365	68,2	0,75*)
/18	72,5	265	83,0	0,9
35/18	94,8	346	80,0	0,8
42/18	145	530	56,3	0,55*)
90/14/ 9,5	43,1	157,5	74,6	1,15
/18	44,9	164	74,2	1,14
28/ 9,5	110,3	402	51,1	0,85*)
/18	73	266	73,5	1,02
35/18	103,1	376	66,2	0,85
120/14/ 9,5	37,5	137	73,4	1,55
/18	37,2	136	73,4	1,55
28/ 9,5	54,1	197,5	71,8	1,5
/18	48,4	176,5	79,0	1,65
35/18	62,4	228	74,8	1,5
42/18	93,1	340	52,1	1,03*)

*) Nicht im Abreißpunkt.

Man erkennt, daß mit den vorliegenden Rädern die Schnellläufigkeit der Axialräder kleinen Radienverhältnisses erreicht wird. Die im allgemeinen größere Druckziffer der Pseudo-Axialschaufel wird durch Einbuße an Wirkungsgrad erkauft.

7. Zusammenfassung

Es wird der Einfluß des Breitenverhältnisses $b/\Delta r$ radialbeaufschlagter Pumpenschaufeln mit kleiner radialer Erstreckung bei einem Radienverhältnis $r_2/r_1 = 1,125$ auf das betriebliche Verhalten untersucht, wobei der Laufschaufelkranz unmittelbar hinter der Einlaufkrümmung angeordnet ist. Gleichzeitig werden dabei die Schaufelaustrittswinkel variiert.

Die Ergebnisse der Untersuchung hinsichtlich Abreißverhaltens, Wirkungsgrades, Minderleistung durch Endlichkeit der Schaufelzahl, Druckziffer usw. sind dargelegt. In allen Fällen tritt „Abreißen“ der Strömung auf. Die Lage des Abreißpunktes ist vom Breitenverhältnis, von der Krümmung der Radwand und vom Schaufelaustrittswinkel abhängig. Bei Überschreitung des Breitenverhältnisses $b/\Delta r = 2,5$ tritt bei sanfter Einlaufkrümmung dieses Abreißen so früh ein, daß ein wirtschaftlicher Betrieb nicht möglich ist! Aber auch bei den schmalen Rädern ist dieses Abreißen vorhanden.

Die Minderleistungsbeiwerte ψ' haben die gleiche Größe, wie sie von Gräger ermittelt werden und sind also etwa doppelt so groß wie bei gewöhnlichen Radschaufeln.

Die theoretische Förderhöhe ist unabhängig vom Breitenverhältnis und von der Krümmung, die erreichte Förderhöhe und der Schaufelwirkungsgrad dagegen nicht. Bemerkenswert ist die Konstanz der Drallzunahme über die Laufradbreite trotz des Krümmungseinflusses. Für die Förderhöhe gilt nicht das gleiche. Die Strömung hinter dem Laufrad ist also nicht mehr eine solche gleichen Energie-Inhaltes.

Das Strombild zeigt eine Verschiebung der Flußlinien nach der Nabewand, die im Gegensatz zu den Verhältnissen der Potentialströmung steht.

Literatur

- [1] Dziallas, R., Untersuchung einer Radialturbine. Diss. Hannover 1935.
- [2] Eilken, H., Die Genauigkeit der Messungen mit Zylinderstaurohren. Voith-Druckschrift Nr. 1165 (Das Versuchswesen der Maschinenfabrik J. M. Voith), Heidenheim (Brenz) 1949.
- [3] Hansen, O., Untersuchung über den Einfluß des endlichen Schaufelabstandes in radialen Kreiselrädern. Diss. Braunschweig 1936.
- [4] von Ihering, A., Die Gebläse. 3. Aufl., Springer, Berlin 1913.
- [5] Petermann, H., Untersuchungen am Zentripetalrad für Kreiselverdichter. Diss. Braunschweig 1949. Auszug in Forschung 17 (1951), S. 51–59.
- [6] Pfleiderer, C., Die Kreiselpumpen für Flüssigkeiten und Gase. 3. Aufl., Springer, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1949.
- [7] Pfleiderer, C., Vorausbemimmung der Kennlinien schnellläufiger Kreiselpumpen. VDI-Verlag, Berlin 1938.
- [8] Schröder, E., Das Förderverhältnis einer Kreiselpumpe. Diss. Braunschweig 1932.

- [9] Schulz, W., Das Förderhöhenverhältnis der Kreiselpumpen für die ideale und wirkliche Flüssigkeit. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ing.-Wesens, Heft 307 (1928).
- [10] Thuß, W., Der Einfluß der Laufradform auf Förderhöhe, Schluckfähigkeit und Wirkungsgrad eines Kreiselpumpenlaufrades mit radialendigenden Schaufeln. Diss. Braunschweig 1946.
- [11] Vidmar, M., Strömungsverhältnisse in Kreiselpumpen. Z. f. d. gesamte Turbinenwesen, 10. Jahrg. (1913), S. 150.
- [12] Gräger, Fr., Radialauswärts beaufschlagte Kreiselpumpen mit kleiner radialer Erstreckung der Laufschaufeln. Diss. T. H. Braunschweig 1943 (durch Kriegseinwirkung vernichtet).
- [13] Pfeleiderer/Gräger, Auszug aus der obigen Dissertation Gräger. ZWB-Bericht (geheim) Nr. 1826 (1943).
- [14] Kretschmer, R., Das Breitenverhältnis radialer Pumpenschaufeln mit kleiner radialer Erstreckung. Dissertation T. H. Braunschweig 1950.

Übersicht über die Bezeichnungen

Bez.	Dim.	
V	m^3/s	Förderstrom stoßfreien Laufradeintritts,
V_x	m^3/s	Förderstrom bei beliebigem Stoßzustand,
V_{\perp}	m^3/s	Förderstrom stoßfreien Eintritts bei senkrechter Zuströmung, d. h. $\alpha_1 = 90^\circ$,
$\varepsilon = \frac{V_x}{V}$	1	Füllungsgrad des Laufrades,
$\varepsilon_{\perp} = \frac{V_x}{V_{\perp}}$	1	Füllungsgrad des Laufrades, bezogen auf senkrechte Zuströmung zum Laufrad,
$H_{th\infty}$	m	Schaufelararbeit (für 1 kg Durchfluß) bei unendlicher Schaufelzahl,
H_{th}	m	Schaufelararbeit (für 1 kg Durchfluß) bei endlicher Schaufelzahl,
H	m	Förderhöhe der Pumpe,
$\psi = \frac{2gH}{u_2^2}$	1	Druckziffer,
ψ'	1	Minderleistungsbeiwert des Laufrades in Gl. (8),
g	m/s^2	Erdbeschleunigung,
b	m (mm)	Schaufelbreite in axialer Richtung,
$\Delta r = r_2 - r_1$	mm	Radiale Erstreckung der Laufschaufel,
t	mm	Schaufelteilung,
x	mm	Spaltbreite,
z	—	Schaufelzahl,
k	—	Faktor zur Bestimmung der Schaufelzahl nach Gl. (3),
η_i	%	Innerer Wirkungsgrad der Pumpe (in diesem Fall = η),
$\eta_h = H/H_{th}$	%	Schaufelwirkungsgrad der Pumpe.

Fußzeichen

- 0; 1 Zustand kurz vor bzw. hinter dem Laufradeintritt,
- 2; 3 Zustand kurz vor bzw. hinter dem Laufradaustritt.